第 39 卷 第 2 期
2021 年 6 月

天 文 学 进 展
PROGRESS IN ASTRONOMY

Vol. 39, No. 2
June., 2021

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2021.02.03

# X 射线暴振荡的研究进展

李清心，李兆升

(湘潭大学 物理与光电工程学院，湘潭 411105)

**摘要：** X 射线暴振荡是在小质量 X 射线双星的 I 型 X 射线暴中探测到的周期性现象，振荡的周期与中子星的自转周期接近。近些年来，RXTE 和 NICER 等高能探测器在 30 个小质量 X 射线双星中探测到了爆发振荡现象。X 射线暴振荡对研究致密物质状态、中子星表面强引力和强磁场行为等都有着重要的意义。文章介绍了 I 型 X 射线暴和爆发振荡的搜索方法、爆发振荡的观测结果、爆发振荡的热斑模型和表面模式振荡模型，未来，X 射线暴振荡将用于测量中子星质量、半径和自转。

**关 键 词：** X 射线暴；X 射线暴振荡；小质量 X 射线双星；脉冲星

**中图分类号：** P142.6 **文献标识码：** A

## 1 引 言

小质量 X 射线双星 (low-mass X-ray binary, LMXB) 由致密星 (中子星或黑洞) 和一颗小质量主序星 ($M < M_{\odot}$) 组成，其 X 射线辐射来自于致密星的吸积过程。如果致密星为中子星，吸积物质累积在高温、高压和强引力场的星体表面，可触发不稳定的核燃烧，观测上表现为 I 型 X 射线暴①。Strohmayer 等人[1]借助罗西 X 射线时变探索者 (Rossi X-ray Timing Explorer, RXTE) 高时间分辨率和大有效面积的特性，首次探测到 LMXB 4U 1728−34 I 型 X 射线暴中频率为 363 Hz 的周期性信号，即 X 射线暴振荡现象 (X-ray burst oscillation, XBO)。2003 年 Chakrabarty 等人[2]发现了吸积毫秒脉冲星 SAX J1808.4−3658 在 I 型 X 射线暴中的周期性信号，且在暴尾部，X 射线暴振荡频率与自转频率只偏差约 $6\times10^{-3}$ Hz；同年，Strohmayer 等人[3]在另一颗吸积毫秒脉冲星 XTE J1814−338 中发现了类似的现象。这些观测证实了 X 射线暴振荡源为核供能脉冲星，即脉冲辐射能量来自星体表面核燃烧。

通过 RXTE, Swift 和 NICER 卫星的观测数据，发现 LMXB 源中约 20% 的 I 型 X 射线

**收稿日期：** 2020-09-11； **修回日期：** 2021-02-05

**资助项目：** 国家自然科学基金 (U1938107, 11703021, U1838111, 11873041)；湖南省教育厅项目 (18B059)

**通讯作者：** 李兆升，lizhaosheng@xtu.edu.cn

①观测上，I 型 X 射线暴常作为判断 LMXB 中的致密星是中子星的依据。

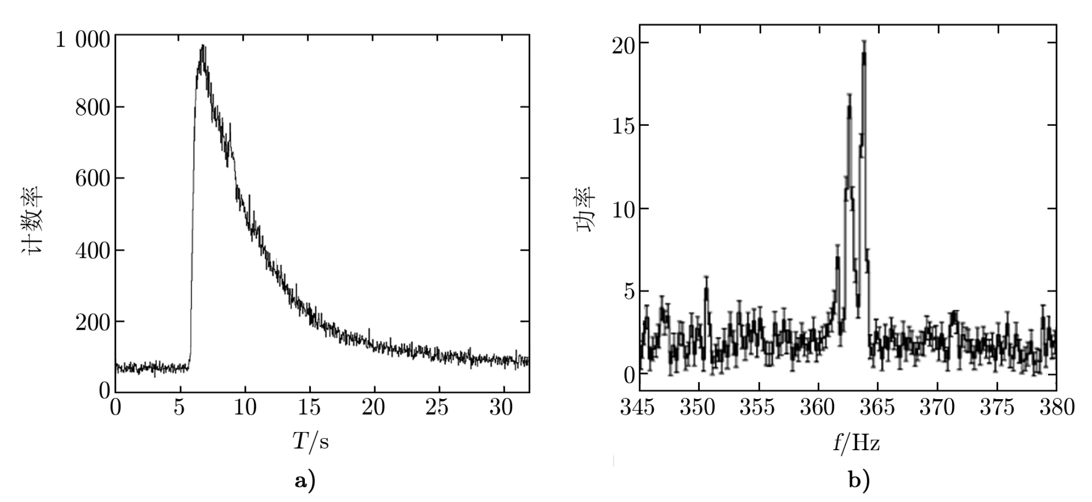
暴中观测到了 X 射线暴振荡现象，振荡的频率范围约为 11 ∼ 620 Hz，振荡的均方根振幅在 5% ∼ 20% 之间，在有些源中，均方根振幅可接近 50%。在吸积毫秒脉冲星中，观测到的 XBO 频率接近星体的自转频率，差异在几赫兹之内。在 I 型 X 射线暴的上升和衰减尾部，XBO 的频率有几赫兹的漂移，通常在尾部渐近中子星的旋转频率，且 XBO 更容易在 I 型 X 射线暴的尾部探测到。

Strohmayer 等人[1] 认为 X 射线暴振荡的信号来自于中子星的自转，即在 I 型 X 射线暴爆发时，可能在中子星表面形成热斑，导致不均匀的温度分布，由星体自转在 X 射线能段产生周期性信号，但 I 型 X 射线暴的爆发过程中热斑如何形成和演化等问题尚未解决。表面模式模型 (如 Rossby 模式) 认为 I 型 X 射线暴可激发中子星海洋的振荡，在星体表面不同高度形成温度梯度，通过星体自转调制，形成 XBO。这些模型只能解释部分观测的 XBO 现象，有待进一步的完善。

本文分别从 I 型 X 射线暴，X 射线暴振荡的观测以及振荡理论分别进行介绍。

## 2 I 型 X 射线暴

I 型 X 射线暴是发生在中子星 LMXB 中的不稳定核燃烧，主要有 H 燃烧、He 燃烧、C 燃烧，其中 C 燃烧在观测上为超暴，由 Grindlay 等人[4] 在 4U 1820–30 中首次发现。典型的 I 型 X 射线暴的光变曲线呈快速上升和指数下降形状，上升时间约 1 ∼ 10 s (见图 1)，持续时间 10 ∼ 100 s，爆发间隔时间为几小时到几天，能谱一般由黑体谱拟合，特征温度为 1 ∼ 3 keV，辐射的总能量 $10^{32}$ ∼ $10^{33}$ J。目前在 115 个中子星 LMXB 源中观测到了 I 型 X 射线暴①。




注：a) 是 1996 年 2 月 16 号 4U 1728-34 暴的光变曲线，b) 是功率密度谱中的 XBO 信号。

**图 1 I 型 X 射线暴的光变曲线及其功率密度谱[1]**

①https://personal.sron.nl/~jeanz/bursterlist.html

I 型 X 射线暴的核燃烧过程敏感地依赖于中子星的局部吸积率，定义局部爱丁顿吸积率为：

$$\dot{m}_{\rm Edd} = \frac{2m_{\rm p}c}{(1+X)R\sigma_{\rm TH}} = \frac{1.5\times10^{5}\ {\rm g\cdot cm^{-2}\cdot s^{-1}}}{1+X}\left(\frac{10\ {\rm km}}{R}\right) , \qquad (1)$$

其中，$m_{\rm p}$ 为质子质量，$c$ 为光速，$X$ 为大气中的H丰度，$\sigma_{\rm TH}$ 为汤姆孙散射截面，$R$ 为中子星半径。对于太阳丰度的大气 ($X = 0.73$) 且半径为 10 km 的中子星，其局部爱丁顿吸积率为 $8.8\times10^{4}\ {\rm g\cdot cm^{-2}\cdot s^{-1}}$。

### 2.1 H 燃烧

中子星表面温度较低时，H 燃烧由冷 CNO 循环主导，少数情况会发生热 CNO 循环。而中子星表面温度足够较高时，H 燃烧主要是 rp 过程。冷 CNO 循环过程如下：

$$^{12}{\rm C}+{\rm p} \rightarrow {}^{13}{\rm N}+\gamma$$
$$^{13}{\rm N} \rightarrow {}^{13}{\rm C}+{\rm e}^{+}+\nu_e$$
$$^{13}{\rm C}+{\rm p} \rightarrow {}^{14}{\rm N}+\gamma$$
$$^{14}{\rm N}+{\rm p} \rightarrow {}^{15}{\rm O}+\gamma$$
$$^{15}{\rm O} \rightarrow {}^{14}{\rm N}+{\rm e}^{+}+\nu_e$$
$$^{15}{\rm N}+{\rm p} \rightarrow {}^{12}{\rm C}+\alpha$$

循环过程中，C, N, O 元素捕获质子，并在反应的最后一步释放 $\alpha$ 粒子，C, N, O 的生成速率与消耗速率相同，是循环过程的催化剂。冷 CNO 的反应速率依赖于捕获质子的速率，尤其是 $^{14}{\rm N}({\rm p},\gamma)^{15}{\rm O}$ 反应。当吸积率低于 $0.01\dot{m}_{\rm Edd}$，H 经冷 CNO 循环过程燃烧，反应速率非常快，这个过程释放的能量与 $T^{16}$ ($T$ 为环境温度) 成正比，反应过程不稳定，同时会触发 He 燃烧，观测上表现为 H/He 混合燃烧 I 型 X 射线暴。

### 2.2 He 燃烧

He 丰度较高的壳层可以在稳定的 H 燃烧 (吸积率 $0.01\dot{m}_{\rm Edd}\sim0.1\dot{m}_{\rm Edd}$) 的壳层之下形成，或者通过吸积 He 白矮星、大气成分为 He 的主序星形成。在 He 壳层中，当吸积率为 $0.1\dot{m}_{\rm Edd}\sim1\dot{m}_{\rm Edd}$，环境温度较高 ($T>10^{8}$ K)，简并的电子密度达到 $10^{6}\ {\rm g/cm^{3}}$ 时，会触发不稳定的 He 燃烧 (反应速率 $\propto T^{30}$，此过程极其不稳定)，此时 He 燃烧过程是$\alpha+\alpha+\alpha \rightarrow {}^{12}{\rm C}+\gamma$。这个过程分两个阶段，第一阶段是两个 $\alpha$ 粒子结合成 $^{8}$Be，$^{8}$Be 的寿命只有 $2.6\times10^{-16}$ s；此时会源源不断地形成 $^{8}$Be，从而有足够的 $^{8}$Be 粒子与 $\alpha$ 结合成 C 的激发态 $^{12}{\rm C}^{\star}$。$^{12}{\rm C}^{\star}$ 可以衰变成 $^{8}$Be 并释放 $\alpha$ 粒子，或者辐射 $\gamma$ 光子变成 C 基态，这是 $3\alpha$ 过程的第二个阶段。观测上表现为 He 燃烧 I 型 X 射线暴，与 H/He 混合燃烧 I 型 X 射线暴相比，其光变曲线的上升下降时间更短。

### 2.3 C 燃烧

在很少的几个源中 (例如 4U 1820−30)，观测到一类特殊的 X 射线暴，也称为超暴 (superburst)，与上述两类 I 型 X 射线暴相比，超暴释放的总能量高约 $10^{3}$ 倍，持续时间长约 $10^{3}$ 倍，发生率约为 $\frac{1}{1000}$，这类暴可能是中子星大气中更底层的 C 壳层的燃烧。目前，超暴的发生条件尚不清楚，可能需要额外的加热机制 (例如，中子星壳层的超密态核反应)，

以克服 C 聚变的库仑势垒。

## 3 X 射线暴振荡的观测

对 XBO 的探测，需要高能 X 射线望远镜具有高时间分辨率、大有效面积、光子堆积和死时间效应不显著等特性。自 1996 年 RXTE 首次发现中子星 LMXB 的 XBO 起，目前共在 30 个源中发现了这类现象，XBO 频率见表 1，其中确定暴振荡频率的源按脉冲星和非脉冲星分类，XBO 频率有待进一步观测验证的源单独分出。除 RXTE 外，人们还从 Swift/BAT 和 NICER 卫星的观测中搜索到了 XBO 信号。下面，将分别介绍 XBO 信号的搜索方法、信号的概率估计和 X 射线望远镜对 XBO 的观测。

**表 1 探测到 XBO 的源**[7, 9−11] Hz

| 爆发源 | 振荡频率 | 自转频率 | 探测器 | 参考文献 |
|---|---|---|---|---|
| 脉冲星 | | | | |
| SAX J1808.4−3658 | 401 | 401 | RXTE, NICER | [2, 12] |
| IGR J17498−2921 | 401 | 401 | RXTE | [13, 14] |
| XTE J1814−338 | 314.4 | 314 | RXTE | [3] |
| IGR J17511−3057 | 245 | 245 | RXTE | [15] |
| Aql X−1 | 549 | 550.27 | RXTE | [16] |
| HETE J1900.1−2455 | 376.25 | 377 | RXTE, Swift | [17] |
| IGR J18245−2452 | 254.4 | 254 | Swift | [18] |
| 非脉冲星 | | | | |
| 4U 1608−522 | 620 | | RXTE | [19] |
| SAX J1750.8−2900 | 601 | | RXTE | [19, 20] |
| GRS 1741.9−2853 | 589 | | RXTE | [21] |
| 4U 1636−536 | 581 | | RXTE | [22], [23](在一个超暴里) |
| X 1658−298 | 567 | | RXTE | [24] |
| KS 1731−260 | 524 | | RXTE | [25, 26] |
| 4U 1728−34 | 363 | | RXTE, NICER | [1, 27] |
| 4U 1702−429 | 329 | | RXTE | [28] |
| IGR J17191−2821 | 294 | | RXTE | [29] |
| SAX J1810.8−2609 | 532 | | RXTE | [30] |
| EXO 0748−676 | 552[a] | | RXTE | [31, 32] |
| IGR J17480−2446 | 11 | | RXTE | [33] |
| XBO频率有待证实 | | | | |
| XTE J1739−285 | 1 122[b] | | RXTE | [34] |
| GS 1826−24 | 611[c] | | RXTE | [35] |
| A 1744−361 | 529[d] | | RXTE | [36] |
| SAX J1748.9−2021 | 409.7[e] | 442.36 | RXTE | [37] |
| 4U 0614+09 | 415[f] | | RXTE, Swift | [38] |

(续表)

| 爆发源 | 振荡频率 | 自转频率 | 探测器 | 参考文献 |
|---|---|---|---|---|
| MXB 1730-335 | 306.5[g] | | RXTE | [39] |
| 4U 1916−053 | 270[h] | | RXTE | [40] |
| XB 1254−690 | 95[i] | | RXTE | [41] |

注：上标“a”表示 2004 年 Villarreal 和 Strohmayer[31] 测得的 45 Hz 的振荡信号，而 2010 年 Galloway 等人[32] 又测得 552 Hz 的振荡信号，并且 Galloway 用同样搜索方法去搜索 2004 年的 129 个爆发样本，并没有发现 45 Hz 的振荡频率。552 Hz 的振荡特性与其他源中所观测到的暴振荡频率、振幅以及动态功率谱相似，他们认为 552 Hz 更接近 EXO 0748-676 中子星的自旋频率。

上标“b”表示 Kaaret 等人[34] 在 6 个 X 射线暴中探测到 1 122 Hz 的振荡信号。但在同样的数据中，其他人并没有找到这个振荡信号，Kaaret 等人得到振荡信号可能是噪声模型不够准确。

上标“c”表示 Thompson 等人[35] 在 3 个暴的叠加谱中发现 611 Hz 的振荡信号。Bilous 和 Watts[7] 在 77个暴中搜索时，没有在 611 Hz 附近搜索到振荡信号。

上标“d”表示 Bhattacharyya 等人[36] 发现 529 Hz 的振荡信号，但在后面对真实信号概率进行估计时发现，只有 1% 的模拟具有振荡信号。

上标“e”表示 Kaaret 等人[37] 发现 409.7 Hz 的振荡信号，但是 Altamirano 等人[42] 在 442.36 Hz 处发现了强脉冲信号，所以认为 Kaaret 等人发现的振荡信号不够准确。

上标“f”表示 Strohmayer 等人[38] 在暴尾部发现 415 Hz 的振荡信号，而 RXTE 只从一个暴中的一个时间窗口中搜索到爆发振荡。

上标“g”表示 Fox 等人[39] 在 31 个暴叠加的功率谱上发现 306.5 Hz 的爆发振荡信号。但是 Bilous 和 Watts[7] 在 57 个爆发数据中没有在 306.5 Hz 附近搜索到任何振荡信号。

上标“h”表示 Galloway 等人[40] 从 6 个暴中搜索到 270 Hz 的暴振荡信号，但是没有考虑到时频窗口数量的重要性，并且归一化之后 $P_m$ 的值降低很多[7]。

上标“i”表示 Bhattacharyya[41] 搜索到 95 Hz 的暴振荡信号，但是 Bilous 和 Watts[7] 认为不排除是噪声产生的结果。

### 3.1 搜索 XBO 的方法

搜索周期性的 XBO 信号，可通过快速傅里叶变换 (fast fourier transformation, FFT) 或 $Z_n^2$ 统计方法[5]，它们分别针对并道数据及事例数据①。

对于 FFT，将总持续时间 $T$ 的光变曲线均匀划分为 $N$ 个并道，且 $N = 2^m$ ($m$ 是整数)，时间序列记为 $x_k$ ($k = 0, 1, 2, 3, \cdots, N-1$)，表示第 $k$ 个并道中的光子数，Leahy 归一化功率密度谱 $P_j$ 为[6]：

$$P_j = \frac{2}{N_{\rm tot}}\left[\left(\sum_{k=1}^{N} x_k \cos 2\pi\nu_j t_k\right)^2 + \left(\sum_{k=1}^{N} x_k \sin 2\pi\nu_j t_k\right)^2\right] \quad , \tag{2}$$

其中，$\nu_j$ 是傅里叶频率 ($\nu_j = j/T$, $j = 0, 1, 2, 3, \ldots, N/2$)，$N_{\rm tot}$ 为总光子数。功率密度谱的最小频率为 $\nu_{\rm min} = 1/T$，最大频率 (即奈斯奎特频率) 为 $\nu_{\rm max} = N/(2T)$，频率间隔为 $\Delta\nu = 1/T$。

① 事例数据记录了每个光子的到达时间，且可转换为并道数据；并道数据记录每一个时间间隔中的光子计数率。

$Z_n^2$ 方法与 FFT 计算的功率密度谱的过程相似，它的定义为[5]：

$$Z_n^2 = \frac{2}{N_{\rm tot}} \sum_{k=1}^{n} \left[ \left( \sum_{j=1}^{N_\gamma} \cos k\phi_j \right)^2 + \left( \sum_{j=1}^{N_\gamma} \sin k\phi_j \right)^2 \right] \quad , \tag{3}$$

其中，$n$ 为谐波数，$\phi_j$ 为光子相位：

$$\phi_j = 2\pi \int_{t_0}^{t_j} \nu(t){\rm d}t \quad , \tag{4}$$

其中，$t_0$ 是参考时间，$t_j$ 是光子相对于 $t_0$ 的到达时间，$\nu(t)$ 是频率模型，当 $\nu(t)$ 不随时间变化时，$\phi_j = 2\pi\nu t_j$。

除了振荡频率，功率谱还包含有关脉冲幅度的信息。对于 Leahy 归一化的功率谱，均方根分数 (root mean square, rms) 振幅定义为：

$$A_{\rm rms} = \sqrt{\frac{P_s}{N_\gamma}} \left( \frac{N_\gamma}{N_\gamma - B} \right) \quad , \tag{5}$$

括号项用来校正背景因素影响，$N_\gamma$ 是总光子数，$B$ 是背景光子数①，$P_s$ 是信号功率，如果使用 $Z_n^2$ 方法，则将公式 (5) 中的 $P_s$ 替换为 $Z_n^2$。

与 FFT 相比，$Z_n^2$ 方法能更精准地测得振荡频率，但计算时间更长。通常，对于 I 型 X 射线暴的事例数据，先转换为并道格式，然后使用 FFT 方法搜索数据中是否存在 XBO 信号，如果存在 (或有疑似信号)，可进一步使用 $Z_n^2$ 方法更准确地测量振荡频率。

### 3.2 如何估计真实信号概率

用 FFT 或者 $Z_n^2$ 统计方法找到候选的 XBO 信号之后，需要判断信号真实的概率，另外，也需要由测量的 XBO 信号给出真实信号的概率分布。

#### 3.2.1 估计快速傅里叶变换的真实信号概率

由 FFT 方法计算 I 型 X 射线暴的功率密度谱，低频包含红噪声和泊松噪声，而高频部分主要由泊松噪声组成。泊松噪声产生的功率密度具有两个自由度的 $\chi^2$ 分布[7]：

$$P_n = \frac{2(R_n^2 + I_n^2)}{\sum N_n} \quad , \tag{6}$$

其中，$R_n$ 和 $I_n$ 分别为噪声傅里叶变换系数的实部和虚部，根据 Groth[8] 解析表达式，测量功率 $P_m$ 和信号功率 $P_s$ 的概率分布：

$$p_k(P_m, P_s) = \frac{1}{2}\exp\left[ -\frac{(P_m + P_s)}{2} \right] \left( \frac{P_m}{P_s} \right)^{(k-1)/2} \times I_{k-1}\left( \sqrt{P_m P_s} \right) \quad , \tag{7}$$

其中，$I$ 是第一类的修正贝塞尔函数，而 $k$ 是谐波数 (一般取 1)。对于仅有噪声的情况，$P_s = 0$，$k = 1$，公式 (7) 为具有两个自由度的 $\chi^2$ 分布的概率密度函数 (probability density

①一般取暴前的光子平均计数率乘以计算功率密度谱所对应的时间段宽度，作为背景光子数

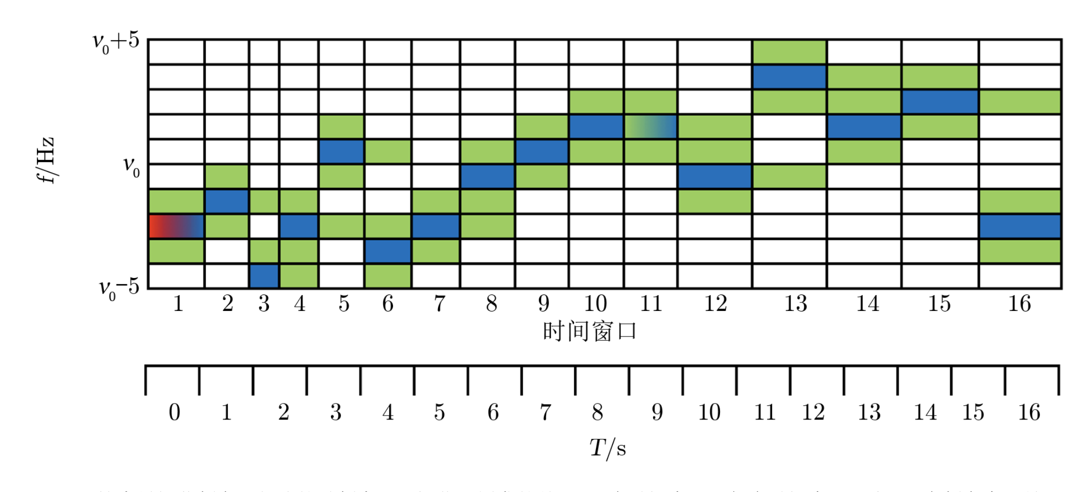
function, pdf)，等于

$$p_1(P_m,0)=\frac{1}{2}\exp\left(\frac{-P_m}{2}\right)\quad . \tag{8}$$

对于 $k>1$, $p_k(P_m,0)$ 满足自由度为 $2k$ 的 $\chi^2$ 分布。

3.2.2　估计 $Z_n^2$ 统计的真实信号概率

$Z_n^2$ 统计判断由噪声产生信号几率小于 1%，则视为真实信号，以 Ootes 等人[43]在 2017 年所处理的 RXTE 爆发数据方法为例，把检测范围定为测得大概的振荡频率前后 5 Hz，如图 2 所示，将试验的次数定义为寻找信号的时间和频率 (时频) 窗口的总数，$N=N_t\times N_\nu$，$N_t$ 为时间窗口的数量，$N_\nu$ 为频率窗口的数量。




注：搜索暴振荡频率而创建的时频窗口可视化，爆发的前 16 s 为时间窗口，每个时间窗口对应 10 个频率窗口是已知频率的前后 5 Hz，每个时间窗口都有 5 000 个计数，所以时间窗口在时间坐标上的分布不均匀，颜色对应不同标准。蓝色对应于标准 1 (单个时间窗口进行检测)，红色对应于标准 2 (对第一个时间窗口进行检测)，绿色对应于标准 3 (取连续两个时频窗口)。

**图 2　时频窗口可视化[43]**

假设噪声为泊松分布，由噪声产生噪声分布 $\delta$ 的测量信号概率 $P_{\rm noise}$ 为：

$$P_{\rm noise}=N\delta(1-\delta)^{N-1}\quad . \tag{9}$$

根据 $P_{\rm noise}\leqslant 1\%$，Muno 等人[44]所定义的三个标准来判断重要信号：

(1) 将 $N=N_t\times N_\nu=16\times 10=160$ 次检验和 $P_{\rm noise}\leqslant 1\%$ 代入式 (9)，可以得到噪声分布 $\delta\leqslant 7\times 10^{-5}$。

(2) 计算暴上升阶段第 1 s，即 $N_t=1$, $P_{\rm noise}\leqslant 1\%$ 时由公式 (9) 得到噪声分布 $\delta\leqslant 10^{-3}$。

(3) 一个时频窗口周围有两个相邻的频率窗口以及一个时间窗口，计算所选时频窗口和其中一个相邻窗口的噪声概率：两个窗口单独包含噪声的概率由两个窗口独立的噪声概率的乘积给出，$\mathrm{Prob}_{1,2}=P_1(N_1,\delta_1)\times P_2(N_2,\delta_2)$，因可取 3 个相邻窗口计算噪声概率，所以

其中一个 $N_\nu = 3$，可近似表示为：

$$\mathrm{Prob}_{1,2} \approx 3N_{\mathrm{t}}^2 N_\nu \delta_1 \delta_2 \quad . \tag{10}$$

当 $\mathrm{Prob}_{1,2} \leqslant 10^{-2}$ 时，将其代入式 (10)，则有 $\delta_1\delta_2 \leqslant 1.3 \times 10^{-6}$。

这些标准以及 $Z_n^2$ 统计满足自由度为 $2n$ 的 $\chi^2$ 分布 ($n$ 通常取 1)，可以判断 $Z_n^2$ 统计中的功率是否为真实信号，对于给定的信号功率 $Z_s$，测量信号 $Z_m$ 的条件概率分布 $p_k$ 满足公式[43]：

$$p_k\left(Z_m|Z_s\right) = \frac{1}{2}\exp\left[-\frac{(Z_m+Z_s)}{2}\right]\left(\frac{Z_m}{Z_s}\right)^{(k-1)/2} \times I_{k-1}\left(\sqrt{Z_m Z_s}\right) \quad , \tag{11}$$

其中，$k$ 是谐波数 (一般 $k = 1$)，而 $I_{k-1}$ 是第一类修正的 Bessel 函数。给定 $Z_s$，通过相关的累积分布函数获得介于 0 和 $Z_m$ 之间的测量功率的概率是：

$$f_k\left(Z_m|Z_s\right) = 1 - \exp\left[-\frac{(Z_m+Z_s)}{2}\right] \times \left[\sum_{n=0}^{\infty}\sum_{l=0}^{k+n-1}\frac{(Z_s)^n (Z_m)^l}{l!n!2^{n+l}}\right] \quad . \tag{12}$$

在给定 $Z_m$ 的情况下，真实信号功率在 0 到 $Z_s$ 间的概率是：

$$f_k\left(Z_s|Z_m\right) = 1 - f_k\left(Z_m|Z_s\right) \quad . \tag{13}$$

如果在整个爆发中均未找到振荡信号，则选择最大的功率作为信号的上限。

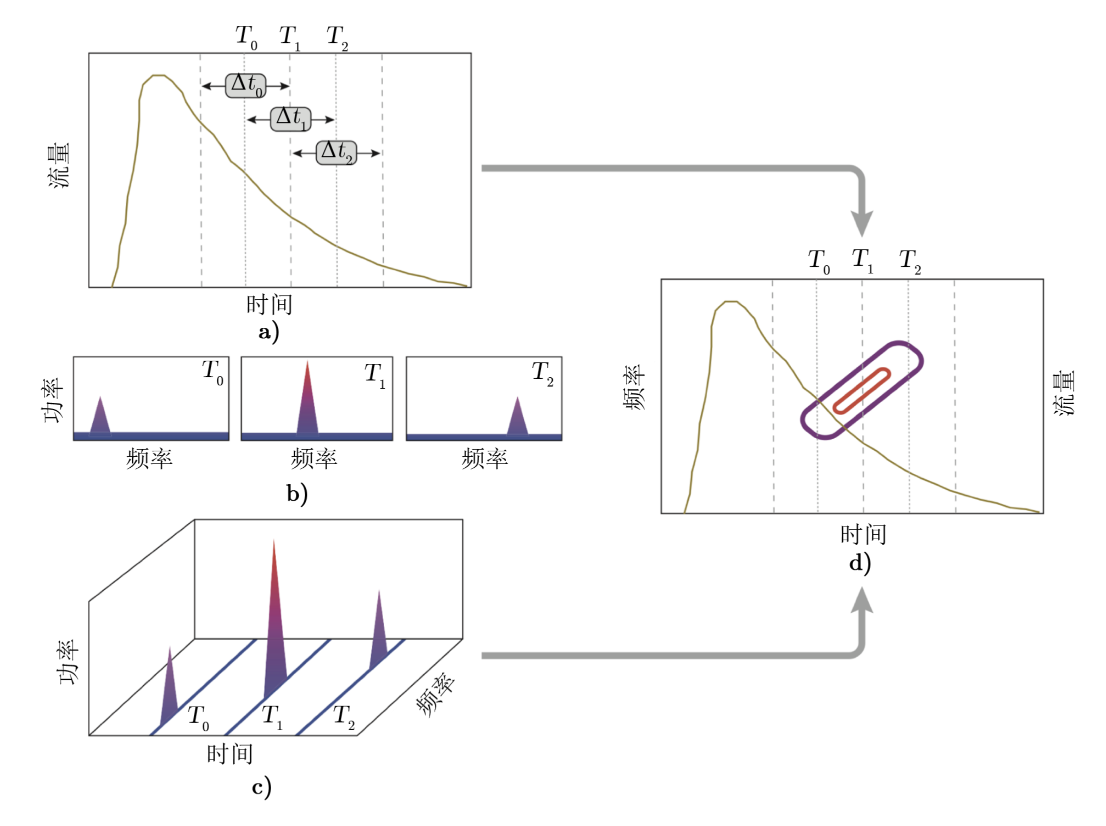
#### 3.2.3 蒙特卡洛模拟

蒙特卡洛模拟方法可用来评估无信号时噪声功率的分布，且能精确模拟实际观测的数据，如设定的时间窗口等。首先选择合适的模型拟合 I 型 X 射线暴的光变曲线，然后以此为基础生成大量具有泊松计数统计信息但没有任何周期性信号的光变曲线样本。从这些模拟出来的光曲线中获取功率谱，即可得出仅由噪声构成的功率密度谱。在测得的振荡信号附近统计功率分布，此分布即为噪声分布，可判断出测量到的 XBO 信号来自于噪声的概率。

### 3.3 XBO的动态功率密度谱

Strohmayer 等人[1]将整个 I 型 X 射线暴的光变曲线应用 FFT 方法，发现功率密度谱中出现了多峰结构 (见图 1)，这是因为在整个爆发期间 XBO 的振荡频率随时间演化。为了有效地搜索和追踪 XBO 信号，一般用动态功率密度谱方法分析 I 型 X 射线暴。

图 3 给出了产生动态功率谱的示意图，图 3a) 为 I 型 X 射线暴的光变曲线，可将光变曲线划分为多段，这里以三段为例，$\Delta t_0$, $\Delta t_1$, $\Delta t_2$ 是移动窗口的时间长度，相邻的窗口之间有重叠，其中 $T_0$, $T_1$ 和 $T_2$ 为窗口的中间时刻。图 3b) 分别计算每段光变曲线的功率密度谱，蓝色代表低功率，紫色代表中功率，红色代表高功率。图 3c) 将图 3b) 的功率密度谱和相对应的中间时刻结合，给出时间-功率-频率三维图。最后在图 3d) 中将图 3c) 功率的等高线投影在光变曲线上，得到动态功率密度谱，可简洁地展示 XBO 出现的时间、XBO 信号的频率和强度随时间的演化等信息。




注：图 a), b), c), d) 表示动态功率谱的搜索过程。首先选取移动时间窗口，计算每段光变曲线的功率密度谱，之后将光变曲线和功率密度谱结合到一起，最终得到动态功率谱。

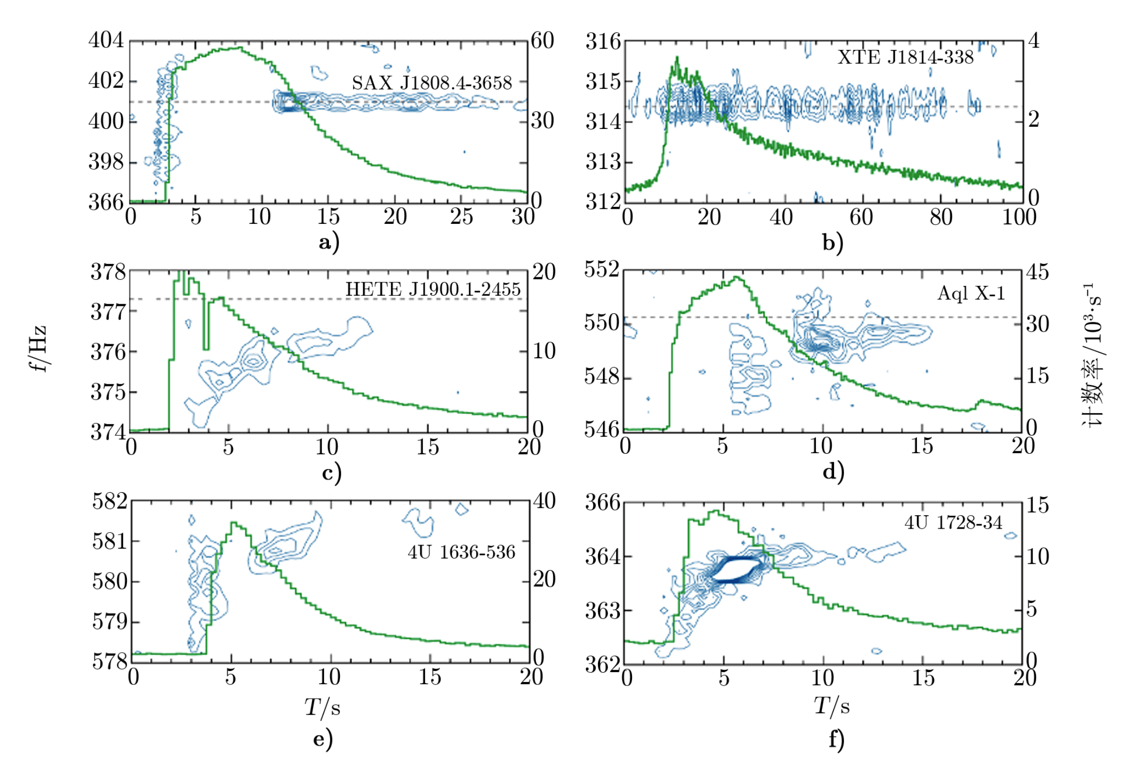
图 3　动态功率密度谱[9]

### 3.4　RXTE 对 XBO 的观测

RXTE 卫星于 1995 年 12 月 30 日发射升空，在长达 16 年的运行后，于 2012 年 1 月 5 日正式退役，该卫星是到目前为止研究 XBO 最重要和最成功的高能时变探测器。RXTE 卫星采用事例格式记录高时间分辨率数据，2019 年，Bilous 和 Watts[7] 用 FFT 方法系统搜索和分析了所有 RXTE 观测的 I 型 X 射线暴的 XBO 信号，搜索了所有 57 个中子星 LMXB 源的 2 118 次爆发，列出了爆发峰值的信噪比，提取了 2 ~ 60 keV 能量范围内的光变曲线，搜索时间窗口为 2 s，移动步长为 0.5 s，提供了暴振荡频率以及在爆发中出现的位置等信息，并计算了振荡的分数振幅，对已经确定振荡频率的源进行搜索，确定了已知的 17 个 XBO 频率与之前测的频率或者脉冲星自传频率相等；对之前一些论文中所搜索到的爆发振荡但还有待检验的源进行检验，其中一些源并没有搜索到暴振荡信号，另一些源搜索到的振荡信号过于微弱，不排除是噪声信号 (关于 XBO 频率有待证实的源的具体信息，可见表 1)；还发现了 SAX J1810.8−2609 在 531 Hz 的爆发振荡信号以及 IGR J17473−2721 频率在 600 Hz 左右的振荡信号，该源不同暴的振荡频率之间相差在 3 Hz 以内，很可能是一个新的 XBO 源，其准确振荡频率还需要进一步检验。

而 Galloway 等人主要用 $Z_n^2$ 方法搜索[11]，其中包括 85 个中子星 LMXB 源，7 083 次爆发，主要取 3 ~ 25 keV 能量范围内的光变曲线进行搜索，最后在 16 个不同的源中搜索到 244 次爆发振荡，提供了爆发振荡信号真实性的概率以及频率随时间演化、检测到最强信号的爆发相位等信息。

图 4 是 RXTE 观测到的典型的 XBO 动态功率密度谱，其中图 4a) SAX J1808.4−3658 和图 4b) XTE J1814−338 是两个持续吸积脉冲星，图 4c) HETE J1900.1−2455 以及图 4d) Aql X−1 为间歇吸积脉冲星，而图 4e) 4U 1636−536、图 4f) 4U 1728−34 都是非脉冲星。



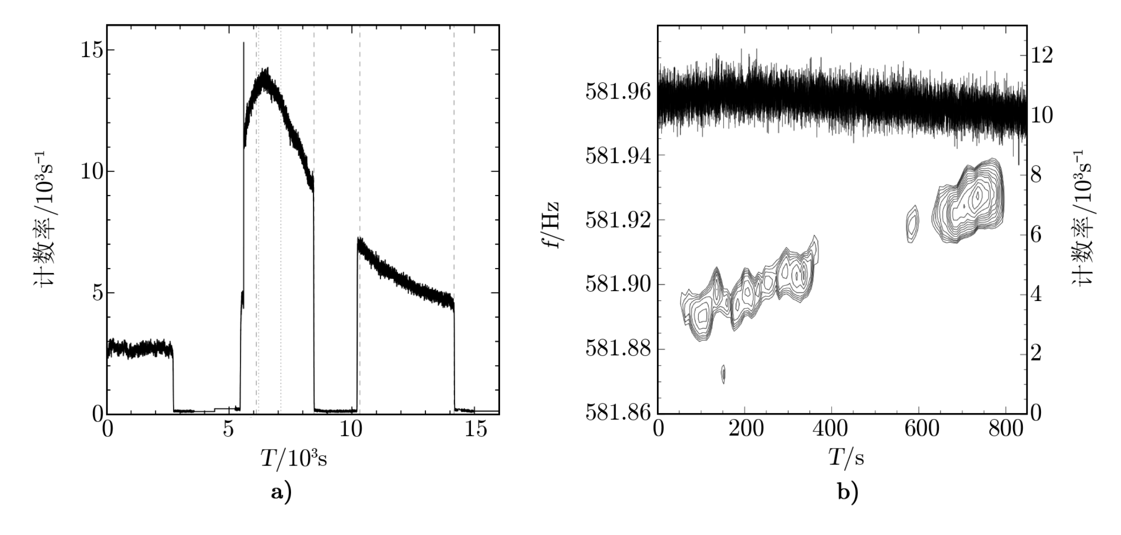

注：RXTE 对典型的 LMXB 的 XBO 动态功率密度谱的观测。绿色线为光变曲线，蓝色为功率谱的等高线，虚线为脉冲星的自转频率。其中 a) 和 b) 是两个持续的吸积毫秒脉冲星；c) 和 d) 分别为间歇吸积脉冲星；e) 和 f) 是为两个非脉冲星。

图 4 不同类型源的动态功率密度谱[9]

研究发现 SAX J1808.4−3658 在暴开始时就出现振荡信号，并且随着暴进行向上或者向下有几 Hz 的漂移，在暴峰值振荡突然消失，之后振荡会在稍高或稍低频率处重新出现并保持稳定；XTE J1814−338 的振荡频率变化在一个傅里叶频率分辨率之内，振荡信号也不会在暴峰值期间消失，而且经常出现在暴的尾部；持续吸积脉冲星振荡频率与自转频率非常相近，在几 Hz 之内。HETE J1900.1−2455 只有一个时间窗口检测到爆发振荡信号的峰值，其余频率比较低的振荡信号会持续一段时间；Aql X−1 和 HETE J1900.1−2455 等间歇吸积脉冲星的爆发振荡频率，在整个爆发过程中有缓慢的漂移，渐近最大频率且比自转频率低约

1 Hz。4U 1636−536 爆发振荡信号存在于暴上升阶段；4U 1728−34 的振荡信号存在于整个爆发过程中；4U 1636−536 和 4U 1728−34 等非脉冲星所观察到的爆发振荡，随着爆发的进行，与间歇吸积脉冲星相似，频率约 1 Hz 向上漂移，在暴的尾部渐近最大频率。

RXTE 还从中子星 LMXB 的超暴中发现了 XBO 现象。Strohmayer 和 Markwardt[23] 在 2001 年观测到的 4U 1636-53 的超暴光变曲线和动态功率谱见图 5，在动态功率谱中还可以看到明显的频率漂移，来自于中子星在其双星轨道上的多普勒运动。超暴振荡频率比一般 I 型 X 射线暴的振荡频率高出约 0.4 Hz，比正常爆发振荡更接近中子星的真实自转频率。另外，在 LMXB 4U 0614+09[38] 中也发现了超暴的爆发振荡信号。




注：a) 是 2001 年 2 月 22 日观测到的 4U 1636−53 的超暴的光变曲线，时间分辨率为 1 s。垂直虚线表示在检测脉冲的 800 s 间隔观测期间，源被地球遮挡，部分时间段的计数率为 0。b) 是 4U 1636−53 在 800 s 的时间间隔内的动态功率密度谱，每个时间窗口为 64 s，移动步长为 16 s。

图 5　4U 1636-53 超暴的光变曲线和动态功率密度谱[23]

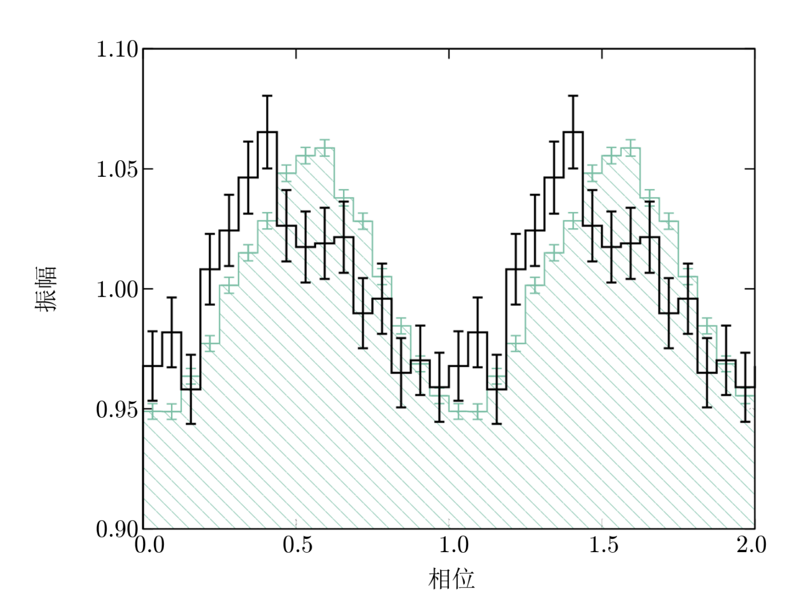
### 3.5　中子星内部成分探索器 (NICER) 探测 XBO

2017 年 6 月 3 日，NASA 的中子星内部成分探索器 (NICER) 发射成功，它的目标是通过精确测量中子星的质量和半径来研究中子星的物质状态和内部结构。NICER 提供了 56 个准直 X 射线聚光器阵列，每个都配有一个硅漂移探测器，这些探测器工作在 0.2 ∼ 12 keV 能段，在 1 keV 处的能量分辨率约为 85 eV，在 1.5 keV 处的有效面积超过 2 000 $cm^2$，时间分辨率小于 300 ns，显著地优于 RXTE。NICER 成为继 RXTE 之后研究 XBO 最主要和最优秀的设备。

#### 3.5.1　SAX J1808.4−3658

Bult 等人在 2019 年[12] 用 NICER 对 SAX J1808.4−3658 源进行观测，发现了预期的 401 Hz 频率处的 XBO，且没有明显的漂移。他们还给出了 XBO 的脉冲轮廓和持续辐射的脉冲轮廓，两种波形如图 6 所示，可以看出 XBO 的轮廓和幅度与持续吸积脉冲相似，这表明两者都源于中子星表面的一片受限制区域的燃烧 (热斑，详见第 5.1 节)，但是 XBO 领先

脉冲 34° ± 7° ，XBO 的波形与能量的相关性与持续吸积脉冲星不同，一般在低能谱测得暴发振荡信号。




注：SAX J1808.4−3658 中观察到的暴振荡波形与其持续辐射时的脉冲波形相比较，其中绿色阴影部分为脉冲波形，黑色实线为暴振荡波形。

**图 6 暴振荡波形与脉冲波形相比较图**[12]



3.5.2 4U 1728−34

从开始工作到 2019 年 2 月间，NICER 探测到了 4U 1728−34 的 7 次 I 型 X 射线暴，Mahmoodifar 等人[27]发现其中的 3 次爆发有 XBO 现象，且都出现在其暴衰减尾部 (如图 7 所示)，频率非常接近，与之前的观测结果一致。

比较这三个在暴尾部的振荡，表明暴在高能带中可以更强，并且可以具有不同的幅度和特性。其中的两个振荡只在高能段 ($E > 6$ keV) 中被检测到，并且它们具有非常大的分数均方根振幅 $(48 \pm 9)\%$ 和 $(46 \pm 9)\%$。热斑模型 (第 5.1 节) 和表面模式振荡模型 (第 5.2 节) 都难以解释如何在爆发衰减尾部出现的大振幅的振荡。如果中子星表面的所有位置都以相同的方式加热和冷却，则无法在中子星表面产生足够高的温度梯度；而冷却尾流 (cooling wake) 模型[45](详见 5.3 节) 表明，如需要在中子星表面形成很高的温度梯度，则要中子星表面先燃烧部分比后燃烧部分更早冷却，在燃烧到赤道点时火焰会迅速蔓延至整个赤道，进而使整个中子星表面的温度梯度增加，所以一般温度梯度存在于赤道以及附近的区域[27]。

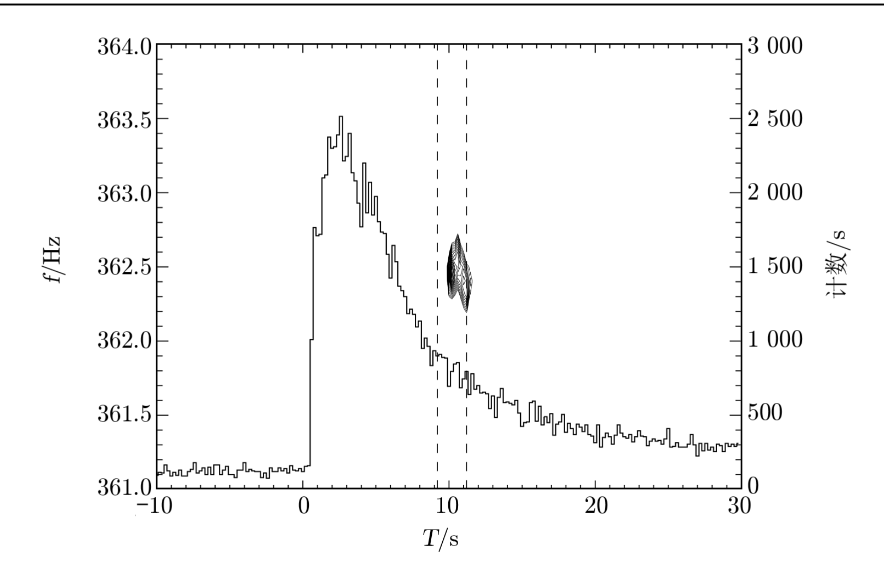



图 7　NICER 观测到 4U 1728−34 的光变曲线上的动态功率密度谱[27]



## 4　吸积毫秒 X 射线脉冲星与 XBO 的关系

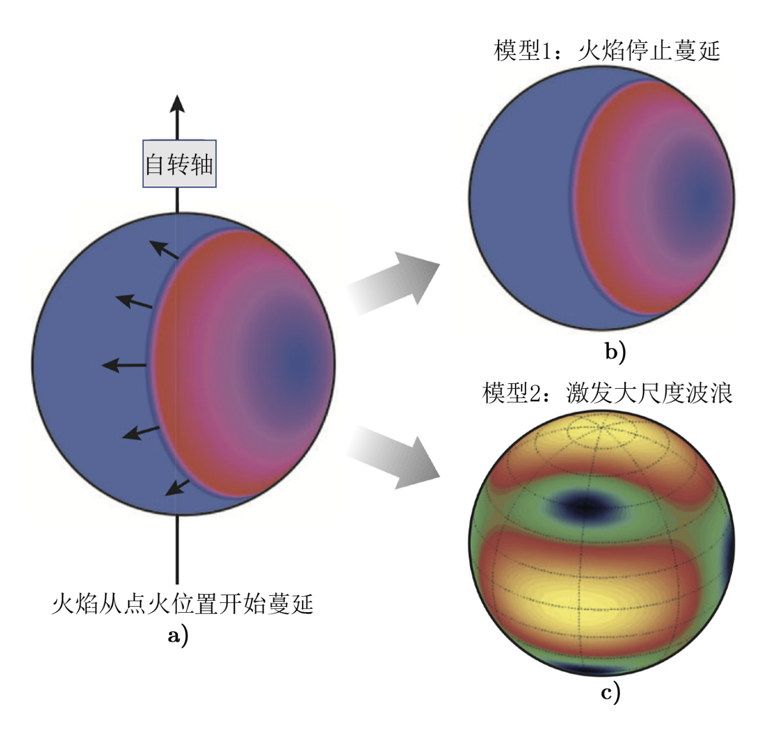
吸积毫秒脉冲星 (accreting millisecond X-ray pulsars, AMXPs) 是吸积供能 (通过吸积伴星的物质，将引力势能转换为 X 射线辐射) 的快速转动中子星，正是在 AXMPs 中观测到了 XBO，才证实了 XBO 信号来自于中子星自转。研究 AXMPs 的 XBO 可以更好地了解爆发振荡的物理机制。这类源的自转频率可以被独立测量，而且，它们是可以用来研究星体磁场影响以及燃料分布不均匀作用的唯一一类源。

AMXPs 的 XBO 频率与其自转频率非常接近，通常都是在几 Hz 以内，但是不同 AMXP 的 XBO 频率与自转频率的间隔存在差异。例如 XTE J1814−338 的 XBO 频率非常接近自转频率；而 SAX J1808.4−3658 和 IGR J17511−3057 的暴振荡在暴上升阶段快速增加，之后略微超过自转频率，最后在暴尾部会稳定在自转频率为 10 mHz 左右[2, 15]。AXMPs 与非脉冲星的 XBO 现象也有差异。对于非脉冲星的 I 型 X 射线暴，当源处于软态 (高吸积率) 时，才会出现 XBO 现象[19]。相比之下，即使在硬态 (低吸积率)，AXMPs 中也能检测到 XBO 现象。AXMPs 和非脉冲星的暴振荡持续时间也存在着不同，对于 SAX J1808.4−3658 和 XTE 1814−338，暴振荡现象会在整个暴中持续；对于非脉冲星，虽然有时会在整个爆发中检测到爆发振荡，但是大多暴振荡都出现在暴的尾部[19]，这点和间歇吸积供能脉冲星一样。IGR J17511−3057 是上面两种现象的过渡：在较低吸积率下，整个暴中都可以检测到振荡，但是随着吸积率的增加，爆发的振荡信号会从暴的上升阶段中消失[15]。AXMPs 的 XBO 信号比间歇脉冲星和非脉冲星的谐波含量更高[2, 15, 46]，并且它们振幅与能量的关系也不一样，AXMP 的 XBO 振幅随能量的上升而下降，而间歇脉冲星和非脉冲星的 XBO 振幅随能量的上升而上升[47, 48]。XBO 振幅在不同的源之间也有很大的区别，大多数情况下都在爆发时吸

积供能脉冲幅度的 1% 到 10%[2, 15]；但是对于过渡性 AMXP 射电脉冲星 IGR J18245−2452 是一个例外：对于检测到的其中一个暴，爆发的振荡幅度远高于爆发由吸积动力产生的脉冲幅度[49]。目前，对造成这些脉冲星和非脉冲星暴振荡之间特性差异的原因尚不清楚，动态磁场可能起主要作用。

## 5 XBO 理论解释

在 XBO 的观测中发现，振荡信号在大多数暴中频率会向上漂移 (频率增加)，一般出现在暴的尾部，在一些暴中振荡信号有着很高的振幅，吸积脉冲星的振荡频率与脉冲星自转频率的偏差在几 Hz 之内，研究爆发过程中的点火和火焰蔓延方式对了解暴振荡的物理机制起着重要的作用。目前提出了热斑模型、表面模式振荡模型 (如图 8) 和冷却尾流 (cooling wake) 模型来解释这些 XBO 现象，Cavecchi 和 Spitkovsky[50] 在 2020 年模拟了爆发过程中不稳定火焰前段的 3D 模型，不稳定的火焰前端导致整体燃烧速度加快并出现明显火焰涡流，这些涡流也与振荡频率的漂移有关，它们很可能是激发表面振荡模式的原因。




注：爆发振荡需要存在温度不对称性，通过恒星的旋转调制，形成接近自转频率的脉冲。图 a) 表示点火从一点开始，随后火焰蔓延至整个中子星，其中红色代表高温，蓝色代表低温。之后发生的物理过程目前还不明确，其中一种可能性是图 b) 燃烧物质熄灭，只有一部分燃烧物质被燃烧，留下热斑一直持续到暴尾部；另一种是图 c) 火焰在中子星表面扩散，并在燃烧物质中激发起大尺度的波浪。

**图 8　爆发振荡简化示意图**[9]

现在一些暴的振荡信号还很难观测到，未来由中国主导的 eXTP 卫星 (the enhanced X-ray timing and polarimetry mission)，有更强的 X 射线时变观测能力，将为研究暴振荡机制提供更多的条件与机会。

### 5.1　热斑模型

为解释暴振荡频率向上漂移和振荡主要出现在暴尾部的现象，人们提出了两种热斑模型：热斑传播即热斑在暴上升阶段中临时产生，火焰从点火点扩散到整个中子星；另一种是将燃烧限制在中子星表面的一小片区域内，热斑持续存在。

Strohmayer 等人[51] 首先提出，火焰在中子星上扩散时的水平运动可能会导致振荡频率的漂移，为进一步解释频率总是逐渐上升的现象，提出另一种假设：在加热燃烧层的垂直膨胀过程中保持角动量守恒，快速膨胀会使热斑旋转得更慢，从而使观测到的频率低于自转速率，并且随着层的冷却和收缩频率会升高，逐渐达到自转频率。在大多数暴尾部，拟合暴能谱所获得的黑体半径与中子星的半径相似，这说明火焰已经在整个中子星表面燃烧[19]。但是积累爆发物质需要数小时甚至数天，而热核失控不到 1 s[52]，为了同时满足整个中子星表面的点火条件，热状态必须保持一致[53]；而吸积中存在一些不对称性现象 (例如由于磁通道或赤道边界层的存在)，使得这种情况 (尤其是在 AXMP 中) 不太可能发生。所以，如果火焰在某一点开始燃烧，那么火焰需要在整个中子星表面扩散，但是目前还难以解释燃烧物质在这时可以达到所需要的热均衡状态。

散布热斑模型：随着整个暴能谱黑体半径增加，热斑尺度增大，振荡幅度下降[22, 46, 51, 54]；可以解释暴的上升阶段中存在爆发振荡，但是无法解释大多数暴振荡信号都出现在暴的尾部。其中一个解释是因为观测效应：暴上升阶段持续时间很短，很难检测[9]。XBO 探测难易程度的另一个因素是点火处的纬度，在快速旋转的中子星上，赤道处的有效重力较低，吸积率最大，这样更容易积累点火所需要的物质[55]。研究发现，赤道处的 I 型 X 射线暴，会更容易探测到爆发振荡[56]。但是，在边界层附近，吸积物质的核反应过程介于稳定燃烧与不稳定燃烧之间，可能在高纬度处点火[57]。对磁场较高的源，由于局部密度过大或者过度加热，也可能在磁极处优先点火[58]。火焰如何扩散对暴振荡的可探测性同样重要，因为火焰必须能够在不对称方向上持续传播。多年以来，控制火焰扩散的过程在 I 型 X 射线暴中一直是一个悬而未决的问题，它受热传导、湍流和对流等各种传热机制的影响[9]。Spitkovsky 等人[55] 在 2002 年指出流体动力学效应的重要性，特别是科里奥利力与热燃烧物质膨胀之间的相互作用，科里奥利力的作用是减缓火焰传播，从而保留热斑，这种约束对于控制火焰的扩散非常重要，因为热物质的快速膨胀和横向扩散可能会导致火焰失速[59]。但是，科里奥利力约束对于 IGR J17480−2446 (自转频率仅为 11 Hz) 无效[33]。

同样暴尾部的高振幅振荡现象也没有准确的解释，第一种机制是热斑得以保留，燃烧火焰并未扩散到整个中子星上。让热斑保留下来的一种方法是通过中子星磁场限制燃料。吸积物质沿磁力线进入中子星磁极，压力足够大时场线变形，吸积物质才能越过磁力线。Brown 和 Bildsten[60] 的结果表明，要使物质约束在正常 I 型 X 射线暴的点火深度内，其场强至少应为 $10^6$ T，这要远远高于 LMXB 的磁场强度[61, 62]，而磁流体动力学的不稳定性也可能使磁约束无效[63]，因此，这种机制的可能性并不大。另一种机制是限制火焰前端：燃烧一旦开

始，蔓延一段距离后停止传播，这需要以某种方式阻止其热传递。Cavecchi 等人[33]认为燃烧物质与磁场的径向分量相互作用，充分放大磁场的水平分量后，也能阻止热传导。对于低磁场的 LMXB，这些过程难以出现，除非在爆发过程中有某些机制 (例如对流发电) 暂时增加磁场[64]。

### 5.2 表面模式振荡模型

表面模式振荡模型认为，I 型 X 射线暴点火以及火焰在中子星周围的扩散可能会激发中子星海洋 (由离子和电子的等离子体组成，分布在中子星外层到等离子体可以结晶成固体的深度) 中的大尺度波浪，海洋中不同高度处温度有差异，以致 X 射线的亮度不同，通过星体转动，表现为 XBO。人们借鉴了地球海洋表面模式振荡的研究方法，写出了旋转球体振荡的流体动力学连续性方程 (质量守恒)，动量和能量守恒方程，并简化为拉普拉斯潮汐方程式[65–67]。这个系统的恢复力是浮力和科里奥利力。拉普拉斯潮汐方程的非轴对称模式解依赖于 $\exp(im\varphi)$ 的方位角 $\varphi$，其中方位角特征值 $m$ 是一个整数，给定一个中子星的旋转模式具有方位角数量 $m$ 和频率 $\nu_r$ 的模式，观测到的频率为：

$$\nu_o = m\nu_s + \nu_r \quad , \tag{14}$$

其中，$\nu_s$ 是中子星自转频率，而 $\nu_r$ 的符号是正号还是负号，取决于模式是沿自转方向 (向东) 还是逆自转方向 (向西) 传播。如果 $\nu_r$ 取决于海洋的热状态，就可以解释 XBO 频率漂移现象，即振荡频率会随着爆发的进行和尾部的冷却而改变。

拉普拉斯潮汐方程式有三种模式。

(1) 庞加莱模式。向逆方向 (向西) 传播，并在不旋转的临界处变为纯重力波动 (仅靠浮力恢复)，因此通常被称为 g 模式[68, 69]。

(2) 开尔文模式。沿与自转相同方向 (向东) 传播，在不旋转的临界处变为纯重力波动。但与庞加莱模式不同的是，开尔文模式处于地转平衡状态 (水平气压梯度力与科里奥利力相平衡)，因此只涉及到方位角运动，并只限于在赤道上进行火焰传播。

(3) Rossby 模式。沿逆方向 (向西) 传播，也称为 r 模式[70]，在零浮力的极限下，Rossby 模式是由科里奥利力的纬度变化驱动的。在不旋转的临界处变为零频率的一般解。如有不同燃烧物质之间的浮力存在，则也将起到恢复模式的作用，因此也通常称为浮力 r 模式。

Heyl[69]认为浮力 r 模式是最有可能的，例如：逆向传播的模式中 $|\nu_r|$ 仅有几赫兹，给出的观测频率略低于自转频率；随着燃烧层冷却，$|\nu_r|$ 变小，观测到的频率将趋向于自转频率。而庞加莱模式 (或 g 模式) 预计的 $|\nu_r|$ 要大很多，所以被排除[9, 69]。开尔文模式被排除原因是频率将随着海洋冷却而下降，这与大多数观测到的频率漂移相反，开尔文模式和庞加莱模式也都将燃烧严格限制在快速旋转的中子星上的赤道区域，这将降低整体暴振荡幅度。浮力 r 模式预言燃烧层冷却时的频率漂移约 10 Hz，比观测值高一个量级。Piro 和 Bildsten[71]提出振荡出现在燃烧层底部与中子星壳层之间的区域，振荡频率漂移约 4 Hz，依然高于 AMXP 源的测量值。Heyl upciteHey04指出浮力 r 模式如果限制在光球层，则漂移频率可能更小，细节有待研究。一些暴的光度会暂时超过爱丁顿光度，热能转换为动能和引力势能，使中子星最外层发生膨胀，称为光球半径膨胀 (photospheric radius expansion,

PRE)，通常会从 PRE 暴中检测到爆发振荡信号，但是在 PRE 阶段本身很少检测到爆发振荡。为了解释这种在峰值阶段没有检测出振荡信号的现象，Cooper[72]考虑燃烧层高效对流能量传输机制，分析了单区域模型，发现对流确实抑制了振荡的发生，可以解释一些暴振荡在暴尾部的现象。

Chambers 和 Watts[73]考虑浮力 r 模式中的参考系拖曳效应和引力红移效应，计算发现频率漂移约 1~3 Hz，与观测结果相符，但是给出的 TBO 频率与自转频率的偏差仍然比观测值大。

### 5.3　冷却尾流 (cooling wake) 模型

目前在一些 X 射线暴的尾部检测到振幅很大的爆发振荡信号，因为缺少明显的高梯度温度差，普通的热斑模型无法解释这种现象。Cumming 和 Bildsten[53]认为可能是由于中子星表面冷却而形成温度梯度导致了暴尾部的振荡现象，这即为冷却尾流模型。

Mahmoodifar 和 Strohmayer[74]提出了三种冷却尾流模型，其中“规范”冷却尾流模型分为两种：一种假设中子星上每一片区域以相同的方式燃烧和冷却，中子星表面一旦从某点开始点燃燃烧，火焰扩散到每个区域之后该区域温度会由指数上升和下降，使得中子星表面出现一定的温度梯度，温度梯度和中子星自旋相影响，使得暴尾部出现爆发振荡信号。第二种“规范”模型称为纬度依赖模型，因为该模型假设中子星表面的冷却时间随纬度变化而变化，在快速旋转的中子星表面，有效重力加速度沿赤道方向减小，在极点处最大，所以质量吸积率和冷却时间在赤道处最大、极点处最小。虽然这个模型考虑了冷却时间变化因素，但保持了自旋轴对称性。第三种为非对称冷却唯象模型，冷却时间变化不再满足中子星自旋轴对称性，也不考虑每个单独区域的温度变化，而是只考虑已燃烧区域 (热区) 和剩下区域 (冷区) 的温度。火焰燃烧到整个中子星表面时，时间很短 (用时大概为 1 s)，中子星表面温度梯度可忽略，当开始冷却时，先燃烧的区域最先冷却，假设冷却与燃烧以相同方式扩散，但是时间更长 (用时大概为 10 s)，因此先燃烧区域不仅先冷却，而且还要比其他区域冷却时间短很多，此过程可以增加暴尾部振荡信号的振幅。

## 6　暴振荡的应用

### 6.1　测量中子星的质量和半径

精确测量中子星的质量和半径对于我们认识致密物质状态方程和中子星的内部结构非常关键。LMXB 的中子星质量和半径可由多种独立的方法测定，例如，由光球层膨胀暴的时间分辨能谱[75]，测量质量和半径；已知距离，拟合宁静态的热谱[76]，测量质量和半径；由中子星表面特征谱线[77]测量质量和半径之比等。拟合脉冲轮廓也能测量中子星的质量和半径。X 射线脉冲星因表面热斑的周期性自转，表现出脉冲形式的辐射。在强引力场的影响下，热斑的辐射束弯曲，因此观测到的脉冲轮廓，与脉冲星的质量与半径之比有关，同时也与热斑形状、与视线方向的夹角等因素相关。Psaltis 等人[78]研究了快速转动的吸积 X 射线脉冲星 (自转频率 180 ～ 620 Hz)，此时星体因高速旋转而形变，明显改变了脉冲轮廓，这

个效应独立于光线弯曲，给出了另外的质量半径的限制关系，从而可以不用测量源的距离而测量出星体的质量和半径。NICER 卫星的主要科学目标就是研究转动供能 X 射线脉冲星 (脉冲星的辐射能量来源于星体的自转能) 的物态，目前，NICER 累积了大量的观测数据，测量了 PSR J0030+0451 的质量和半径[79]，约束了致密物质的状态，此方法依赖于辐射光子来自于中子星表面而不是中子星附近的磁层。在 X 射线脉冲星中应用的脉冲轮廓拟合方法也适用于 XBO，高精度质量和半径的测量，需要探测到 $10^6$ 个光子。未来 eXTP 卫星将会搭载大有效面积的探测器，通过测量中子星 LMXB 的 XBO，累积多次观测得到的脉冲轮廓，拟合其脉冲轮廓，将对中子星物态给出更加严格的限制。现在已经观测到了 30 颗中子星 LMXB (吸积供能) 的 XBO 现象，观测样本数远远多于转动供能X射线脉冲星，更多的中子星质量和半径的测量将在更宽的质量谱上约束致密物质状态①。结合其他方法测量到的星体质量和半径，将有效地减小质量和半径测量的误差。

### 6.2 测量中子星自转

多年来，人们通过多波段观测搜索各类中子星，研究中子星的自转频率分布和演化，因为它们是理解恒星和双星系统演化的重要因素。观测表明，中子星 LMXB 的 XBO 频率接近于星体的自转频率，其误差在几赫兹之内，由 XBO 的观测，独立发现了较多吸积供能中子星的自转频率。通过对中子星 LMXB 4U 1608-522 的 XBO 观测，发现其自转频率约为 620 Hz，这是由 X 射线能段测量到转动最快的中子星。发现更多快速自转的中子星，对理解射电毫秒脉冲星的再循环机制至关重要，尤其是吸积演化过程中的物质转移、磁场衰减和吸积加速等过程。另外一个重要的问题是中子星可以达到的最大自转频率②，亚毫秒周期的中子星将严格而干净地约束致密物质的状态方程[80−82]。而且，在快速旋转中子星上，是否会观测到暴振荡，这也是目前尚未解决的问题。

## 7 结论与展望

本文介绍了中子星 LMXB 中的 XBO 现象。人们提出了多个理论模型解释 XBO 的观测现象，但这些模型难以解释所有的观测现象，尚待完善。目前，NICER 探测到了 XBO 现象，并将观测到更多的 I 型 X 射线暴。未来，中国主导的 eXTP 卫星也将观测中子星作为主要的研究目标，我们期待通过观测 XBO，发现亚毫秒脉冲星，精确测量中子星的质量和半径并严格限制致密物质状态，建立更加完善的 XBO 理论模型。

①例如，可能发现大质量 ($> 2M_\odot$) 或小质量 ($< 1M_\odot$) 的中子星，而小质量中子星的半径如能准确测量，将有效地区分奇异星和中子星模型。

②是否存在亚毫秒中子星

## 参考文献：


[1] Strohmayer T E, Zhang W, Swank J H, et al. ApJ, 1996, 469: L9
[2] Chakrabarty D, Morgan E H, Muno M P, et al. Nature, 2003, 424(6944): 42
[3] Strohmayer T E, Markwardt C B, Swank J H, et al. ApJ, 2003, 596(1): L67
[4] Grindlay J, Gursky H, Schnopper H, et al. ApJ, 1976, 205: L127
[5] Buccheri R, Bennett K, Bignami G F, et al. A&A, 1983, 128: 245
[6] Leahy D A, Darbro W, Elsner R F, et al. ApJ, 1983, 266: 160
[7] Bilous A V, Watts A L. ApJS, 2019, 245(1): 19
[8] Groth E J. ApJS, 1975, 29: 285
[9] Watts A L. ARA&A, 2012, 50: 609
[10] Patruno A, Watts A L. arXiv e-prints, 2012: 143
[11] Galloway D K, in't Zand J J M, Chenevez J, et al. arXiv e-prints, 2020: 32
[12] Bult P, Jaisawal G K, Güver T, et al. ApJ, 2019, 885(1): L1
[13] Linares M, Altamirano D, Watts A, et al. The Astronomer's Telegram, 2011, 3568: 1
[14] Chakraborty M, Bhattacharyya S. MNRAS, 2012, 422(3): 2351
[15] Altamirano D, Watts A, Linares M, et al. MNRAS, 2010, 409(3): 1136
[16] Zhang W, Jahoda K, Kelley R L, et al. ApJ, 1998, 495(1): L9
[17] Watts A L, Altamirano D, Linares M, et al. ApJ, 2009, 698(2): L174
[18] Patruno A. The Astronomer's Telegram, 2013, 5068: 1
[19] Galloway D K, Muno M P, Hartman J M, et al. ApJS, 2008, 179(2): 360
[20] Kaaret P, in't Zand J J M, Heise J, et al. ApJ, 2002, 575(2): 1018
[21] Strohmayer T E, Jahoda K, Giles A B, et al. ApJ, 1997, 486(1): 355
[22] Strohmayer T E, Zhang W, Swank J H, et al. ApJ, 1998, 498(2): L135
[23] Strohmayer T E, Markwardt C B. ApJ, 2002, 577(1): 337
[24] Wijnands R, Strohmayer T, Franco L M. ApJ, 2001, 549(1): L71
[25] Smith D A, Morgan E H, Bradt H. ApJ, 1997, 479(2): L137
[26] Muno M P, Fox D W, Morgan E H, et al. ApJ, 2000, 542(2): 1016
[27] Mahmoodifar S, Strohmayer T E, Bult P, et al. ApJ, 2019, 878(2): 145
[28] Markwardt C B, Strohmayer T E, Swank J H. ApJ, 1999, 512(2): L125
[29] Altamirano D, Linares M, Patruno A, et al. MNRAS, 2010, 401(1): 223
[30] Bilous A V, Watts A L, Galloway D K, et al. ApJ, 2018, 862(1): L4
[31] Villarreal A R, Strohmayer T E. ApJ, 2004, 614(2): L121
[32] Galloway D K, Lin J, Chakrabarty D, et al. ApJ, 2010, 711(2): L148
[33] Cavecchi Y, Patruno A, Haskell B, et al. ApJ, 2011, 740(1): L8
[34] Kaaret P, Prieskorn Z, in 't Zand J J M, et al. ApJ, 2007, 657(2): L97
[35] Thompson T W J, Rothschild R E, Tomsick J A, et al. ApJ, 2005, 634(2): 1261
[36] Bhattacharyya S, Strohmayer T E, Markwardt C B, et al. ApJ, 2006, 639(1): L31
[37] Kaaret P, in't Zand J J M, Heise J, et al. ApJ, 2003, 598(1): 481
[38] Strohmayer T E, Markwardt C B, Kuulkers E. ApJ, 2008, 672(1): L37
[39] Fox D W, Lewin W H G, Rutledge R E, et al. MNRAS, 2001, 321(4): 776
[40] Galloway D K, Chakrabarty D, Muno M P, et al. ApJ, 2001, 549(1): L85
[41] Bhattacharyya S. MNRAS, 2007, 377(1): 198
[42] Altamirano D, Casella P, Patruno A, et al. ApJ, 2008, 674(1): L45
[43] Ootes L S, Watts A L, Galloway D K, et al. ApJ, 2017, 834(1): 21
[44] Muno M P, Galloway D K, Chakrabarty D. ApJ, 2004, 608(2): 930
[45] Chambers F R N, Watts A L, Keek L, et al. ApJ, 2019, 871(1): 61
[46] Muno M P, Chakrabarty D, Galloway D K, et al. ApJ, 2002, 580(2): 1048
[47] Muno M P, Özel F, Chakrabarty D. ApJ, 2003, 595(2): 1066

[48] Watts A L, Altamirano D, Markwardt C B, et al. The Astronomer's Telegram, 2009, 2199: 1
[49] Papitto A, Ferrigno C, Bozzo E, et al. Nature, 2013, 501: 517
[50] Cavecchi Y, Spitkovsky A. ApJ, 2019, 882(2): 142
[51] Strohmayer T E, Zhang W, Swank J H. ApJ, 1997, 487(1): L77
[52] Shara M M. ApJ, 1982, 261: 649
[53] Cumming A, Bildsten L. ApJ, 2000, 544(1): 453
[54] Bhattacharyya S, Strohmayer T E. ApJ, 2006, 642(2): L161
[55] Spitkovsky A, Levin Y, Ushomirsky G. ApJ, 2002, 566(2): 1018
[56] Maurer I, Watts A L. MNRAS, 2008, 383(1): 387
[57] Cooper R L, Narayan R. ApJ, 2007, 657(1): L29
[58] Watts A L, Patruno A, van der Klis M. ApJ, 2008, 688(1): L37
[59] Zingale M, Timmes F X, Fryxell B, et al. ApJS, 2001, 133(1): 195
[60] Brown E F, Bildsten L. ApJ, 1998, 496(2): 915
[61] Hartman J M, Patruno A, Chakrabarty D, et al. ApJ, 2008, 675(2): 1468
[62] Hartman J M, Patruno A, Chakrabarty D, et al. ApJ, 2009, 702(2): 1673
[63] Litwin C, Brown E F, Rosner R. ApJ, 2001, 553(2): 788
[64] Boutloukos S, Miller M C, Lamb F K. ApJ, 2010, 720(1): L15
[65] Longuet-Higgins M S. Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A, 1968, 262(1132): 511
[66] Lou Y Q. ApJ, 2000, 540(2): 1102
[67] Townsend R H D. MNRAS, 2005, 364(2): 573
[68] Bildsten L, Ushomirsky G, Cutler C. ApJ, 1996, 460: 827
[69] Heyl J S. ApJ, 2004, 600(2): 939
[70] Papaloizou J, Pringle J E. MNRAS, 1978, 182: 423
[71] Piro A L, Bildsten L. ApJ, 2005, 619(2): 1054
[72] Cooper R L. ApJ, 2008, 684(1): 525
[73] Chambers F R N, Watts A L. MNRAS, 2020, 491(4): 6032
[74] Mahmoodifar S, Strohmayer T. ApJ, 2016, 818(1): 93
[75] Li Z, Qu Z, Chen L, et al. ApJ, 2015, 798(1): 56
[76] Li Z, Falanga M, Chen L, et al. ApJ, 2017, 845(1): 8
[77] Li Z, Suleimanov V F, Poutanen J, et al. ApJ, 2018, 866(1): 53
[78] Psaltis D, Özel F, Chakrabarty D. ApJ, 2014, 787(2): 136
[79] Riley T E, Watts A L, Bogdanov S, et al. ApJ, 2019, 887(1): L21
[80] Lattimer J M, Prakash M. Phys Rep, 2007, 442(1-6): 109
[81] Schaffner-Bielich J. Nucl Phys A, 2008, 804(1-4): 309
[82] Haensel P, Zdunik J L, Bejger M, et al. A&A, 2009, 502(2): 605



# Research Progress of X-ray Burst Oscillation

LI Qing-xin, LI Zhao-sheng

*(Key Laboratory of Stars and Interstellar Medium, Xiangtan University, Xiangtan 411105, China)*

**Abstract:** X-ray burst oscillations are coherent signals which are detected in neutron star low-mass X-ray binaries during their type-I X-ray bursts. The frequency of X-ray burst oscillation is close to the neutron star spin rate. In recent years, about 30 neutron star

low-mass X-ray binaries have been detected X-ray burst oscillations from RXTE, Swift and NICER observations. They are important to probe the dense matter equation of state and the effects of strong gravity, to study the high magnetic field environment on the neutron star surface. The studies of X-ray burst oscillations are also crucial to understand the spin-up process of neutron star low-mass X-ray binaries through accretion and the evolution into millisecond pulsars. The different characteristics of burst oscillation signals between persistent accretion-powered pulsars, intermittent accretion-powered pulsars and sources without detectable accretion-powered pulsations can help us to study more about it. We briefly introduce type I X-ray bursts, and then specifically explain the methods to search for burst oscillations and provide the observational results of X-ray burst oscillations. The theoretical burst oscillation model, i.e., the hot spot model, the surface mode model and the cooling wake model, are discussed. At present, we note that these models are difficult to explain all the observed phenomena of X-ray burst oscillations. In future, the China-led mission, the enhanced X-ray Timing and Polarimetry (eXTP) observatory will observe neutron star low-mass X-ray binaries and search X-ray burst oscillations. By modeling the stacking pulse profile of X-ray burst oscillation, the mass and radius of neutron star will be measured accurately, and the neutron star equation of state will be tightly constrained. We also expect more neutron stars will be measured their spin frequency, if luck, sub-millisecond pulsar will be discovered.

**Key words:** X-ray burst; X-ray burst oscillation; Low-mass X-ray binary; Pulsar



# 附录 A

搜索 Swift/BAT 的 X 射线暴数据中的 X 射线暴振荡信号，以 Swift 在 2006 年观测到的 4U 0614+09 的爆发数据为例，步骤如下。

(1) 下载对应观测数据。

(2) 在数据所在目录，终端输入命令

```
batgrbproduct indir=00234849000 outdir=../00234849000-results
```

对下载数据进行处理，输出文件按类型排放在输出目录中。

(3) 在目录 00234849000-results/events，得到能量范围为 13 ~ 20 keV 的事例数据转变为时间分辨率为 0.25 s 的并道数据，终端输入：

```
batbinevt infile=sw00234849000b_all.evt outfile=rate_no_13_20keV_025s.lc
outtype=LC timedel=0.25 timebinalg=u energybins=13-20 detmask=
../auxil/sw00234849000b_qmap.fits ecol=ENERGY weighted=YES
```

```
outunits='RATE'  clobber=yes
```

其中 detmask 是探测器的质量图 (不良像素图) 文件名称，用来反映 BAT 望远镜中科学数据质量的任何操作问题。

(4) 画出上面得到并道数据的光变曲线，查看 X 射线暴所在时间范围，爆发时间内光变曲线取每 4 s 进行快速傅里叶变换，每次移动步长为 0.25 s，得到功率密度谱，本例用 Python 对数据进行相关操作，具体代码见代码块 (1)。

Listing 1 **FFT.py**

```python
from astropy.io import fits
import numpy as np
import matplotlib.pyplot as plt
from stingray import Powerspectrum
from stingray.events import EventList

data = fits. open( file)  #file为事例数据文件
ev_time = np.array(data[1].data.field("TIME"))  #光子到达时间
energy = data[1].data.field("ENERGY")  #光子对应能量范围
en_index = np.where((energy >= 13) & (energy <= 20))
ev_en_time = ev_time[en_index]  #取出13-20KeV能量范围的光子
time = ev_en_time - ev_en_time[0]
ev = EventList(time)
lc = ev.to_lc(dt=0.1)
t_start = 0
t_end = time[-1]
t_shift = 0.25  #时间移动步长
length =  int((t_end - t_start) / t_shift) + 1
p = np.zeros(length)
t_mark = t_start
t_medium = np.zeros(length)
t_bin = 4  #时间间隔

for i in  range(length):
    index = np.where((time >= t_mark) & (time <= t_mark + t_bin))
    t_medium[i] = t_mark + t_bin / 2
    times = time[index]
    ev = EventList(times)
    lc_new = ev.to_lc(dt=1e-4)
    ps_leahy = Powerspectrum(lc_new, norm='leahy')
    plt.rc('font', family='Times New Roman', size=12)
    plt.plot(ps_leahy.freq, ps_leahy.power, lw=3)
    plt.tick_params(axis="x", direction="in", labelsize=10)
    plt.tick_params(axis="y", direction="in", labelsize=10)
    plt.xlim(11, 900, 0.2)
    plt.ylim(0, 100)
    t_mark = t_mark + t_shift
```

(5) 得到功率密度谱在 414 Hz 附近有明显的振荡信号，取频率范围 413 ~ 416 Hz，13 ~ 20 keV 的事例数据，做 $Z_n^2$ 检验，将 $Z_n^2$ =22, 26, 30, 34, 38 的等高线投影在光变曲线上，得到的动态功率谱与 Strohmayer 等人[38]对 4U 0614+09 爆发数据的处理结果一致，振荡信号频率为 414.75 Hz，具体操作见代码块 (2)。

Listing 2 **Zn.py**

```
from astropy.io import fits
import numpy as np
import matplotlib.pyplot as plt
from stingray import Lightcurve
from stingray.pulse.search import z_n_search
from stingray.events import EventList
from matplotlib.pyplot import MultipleLocator

data = fits. open(ev_file)  #打开事例数据文件
ev_time = data[1].data.field("TIME")
energy = data[1].data.field("ENERGY")
en_index = np.where((energy >= 13) & (energy <= 20))
ev_en_time = ev_time[en_index]
time = ev_en_time - ev_en_time[0]
t_start = 0
t_end = time[-1]
t_shift = 0.25
length =  int((t_end - t_start) / t_shift) + 1
frequencies = np.arange(413, 416, 0.1)  #搜索频率范围
zsquare = np.zeros(( len(frequencies), length))
t_mark = t_start
t_medium = np.zeros(length)
x_zn = MultipleLocator(1)
y_zn = MultipleLocator(1)
t_bin = 4

for i in  range(length):
    index = np.where((time >= t_mark) & (time <= t_mark + t_bin))
    t_medium[i] = t_mark + t_bin / 2
    times = time[index]
    ev = EventList(times)
    t_mark = t_mark + t_shift
    nharm = 1
    freq, zstat = z_n_search(ev.time, frequencies, nharm = nharm)
    plt.plot(freq, zstat)
    zsquare[:, i] = zstat

lc_1_data = fits. open(file_lc_025)  #打开并道数据文件
```

```
time_lc_1 = lc_1_data[1].data.field("TIME")
counts_lc_1 = lc_1_data[1].data.field("RATE")
time_lc_1 = time_lc_1 - time_lc_1[0]
lc_p = Lightcurve(time_lc_1, counts_lc_1)
lc_p.plot()
plt.rc('font', family='Times New Roman', size=12)
fig, ax1 = plt.subplots()
ax1.tick_params(axis="x", direction="in", labelsize=10)
ax1.tick_params(axis="y", direction="in", labelsize=10)
ax1.plot(lc_p.time, lc_p.counts, 'k', lw=1)
ax1.set_xlabel('Time (s)')
ax1.set_ylabel('Counts/s/cm$^2$')
ax2 = ax1.twinx()
levels = [22, 26, 30, 34, 38]  #设置等高线参数
X, Y = np.meshgrid(t_medium, frequencies)
ax2.tick_params(axis="y", direction="in", labelsize=10)
ax2.contour(X, Y, zsquare, levels)
ax2.set_ylabel('Frequency(Hz)')
ax2.set_ylim(413, 416)
fig.tight_layout()
```